

京大化研 KSR における自己閉じ込め型 不安定核標的 (SCRIT) の開発

若杉 昌徳*1・石井 健一³・伊藤 祥子²・江本 隆²・栗田 和好³
 桑島 淳宏⁴・小関 忠⁵・白井 敏之⁶・須田 利美²・玉江 忠明⁴
 頓宮 拓⁶・野田 章⁶・王 頌²・矢野安重²

Development of Self-Confining RI Ion Target (SCRIT) at the KSR in Kyoto University

Masanori WAKASUGI¹, Ken-ichi ISHII³, Sachiko ITO², Takashi EMOTO², Kazuyoshi KURITA³,
 Atsuhiko KUWAJIMA⁴, Tadashi KOSEKI⁵, Toshiyuki SHIRAI⁶, Toshimi SUDA², Tadaaki TAMAE⁴,
 Hiromu TONGU⁶, Akira NODA⁶, Shuo WANG² and Yasushige YANO²

Abstract

A novel internal target, SCRIT (Self-confining Radioactive Ion Target), has been developed in an electron storage ring KSR. An “ion trapping” phenomenon in an electron storage ring was successfully utilized for the first time to form the target for electron scattering. This technology will make electron scattering off short-lived radioactive nuclei possible. Stable ^{133}Cs ions of the number of 7×10^6 were three-dimensionally trapped in the electron beam axis for 85 ms at 80 mA of the electron beam current. The collision luminosity between stored electrons and trapped Cs ions was found to be $2.4(8) \times 10^{25}/(\text{cm}^2\text{s})$ by measuring the elastically scattered electrons.

1. はじめに

我々は、本学会誌2巻3号において、電子蓄積リングに於ける“SCRIT”と命名された電子散乱実験のための新しい内部標的を提案し、その実現を目指して京都大学化学研究所のKSRでR&D研究を行っていることを報告させていただいた¹⁾。当時は研究を始めたばかりで実験データ不足の中、SCRITの概念と計算に依る予測に基づいてSCRITの有用性を議論した。それから2年余、辛抱強く研究を続けた結果、我々のSCRIT装置は遂に電子散乱実験の標的として

ほぼ予測通りに機能することが実証されたので²⁾、再び本誌上で報告させていただくことにした。

そもそもなぜ電子散乱なのかと言うと、短寿命不安定核の電子散乱実験から核電荷分布を精密に測定することを目的としている。電子散乱は電磁相互作用のみが寄与するためモデルに依存せず信頼性の高いデータを提供できるので、安定核の構造理解に絶大な威力を発揮してきた。1961年スタンフォード大学のR. Hofstadterが電子散乱法による原子核および核子構造研究³⁾でノーベル賞を受賞しているが、当時から電子散乱法の核構造研究における有用性は全く変わっていない

*1 理化学研究所・仁科加速器研究センター
 RIKEN NISHINA Center for Accelerator Based Science
 (E-mail: wakasugi@riken.jp)

*2 理化学研究所・仁科加速器研究センター
 RIKEN NISHINA Center for Accelerator Based Science

*3 立教大学・理学部
 Department of Physics, Rikkyo University

*4 東北大学・原子核理学研究施設
 Laboratory of Nuclear Science, Tohoku University

*5 高エネルギー加速器研究機構
 High Energy Accelerator Research Organization (KEK)

*6 京都大学・化学研究所・先端ビームナノ科学センター
 Advanced Research Center for Beam Science, Institute for Chemical Research, Kyoto University

い. 1985年 ^{11}Li の中性子ハロー構造の発見以来⁴⁾, 人々は不安定核構造の異常に気付き, その解明のために多くの実験や理論的研究に努力を費やしてきた. 多種多様な不安定核を作り出せるようになった今日, 電子散乱実験がこうした研究に大きく貢献することは言うまでもない. しかし, 今日まで生成量の少ない不安定核の標的を誰も作る事ができず, この実験はなし得なかった.

不安定核の電子散乱を実現するための SCRIT とはどのようなものか, その詳細については文献 1) を参照していただければ良い, という事で端折ってしまうのもやや不親切なのでここで再度簡単に述べることにする. 不安定核の電子散乱実験は理研 RI ビームファクトリー計画⁵⁾の当初から重要課題の一つとして検討されてきた. 当時はコライダー方式以外の概念はなく, 我々も MUSES 計画においてコライダーをデザインし実験方法を検討した⁶⁾. しかしやがて, この方法は膨大な費用を要する上にそれに見合う成果が期待し難いと判断するに至り, 低エネルギー RI イオンビームを活用する道を模索した. コライダー方式を放棄した以上, なんとか標的を作り出すほか道はなく, その検討の結果として発案されたのが SCRIT 法である⁷⁾. GSI の FIAR 計画でも MUSES 計画と同様に巨大な加速器群を擁するコライダー方式を採用しているが⁸⁾, SCRIT 法なら同様の性能を十分の一の装置規模と建設経費, さらに数十分の一の運転費で実現できると目される.

SCRIT は電子蓄積リングでは周知のイオントラッピング現象を利用して, 目的イオンを周回電子ビーム軌道にトラップする装置である. 元来イオントラッピング現象は蓄積電子の安定性を阻害するので, それを取り除く手段が講じられるのが常道であるが, SCRIT は逆にそれを利用して電子散乱の標的を形成する. ぶつきたい弾 (projectile) 自身が軌道に標的を抱え込んでいるので, 失敗なく衝突させられる仕組みである. 効率的な衝突と, 標的が電子ビームサイズ程の狭い空間内に捕獲されているので, 絶対数が少なくても高頻度で衝突させられる. したがって生成量の少ない不安定核でも標的となし得る方法と言える. イオントラッピング現象を邪魔者として切って捨てずに有効利用して物理実験に活用するのは初めての試みである.

当面の目標は弾性散乱による核電荷分布の測定である. そのために必要なルミノシティーは $10^{27}/(\text{cm}^2\text{s})$ と見積もられている⁹⁾. SCRIT で期待されるルミノシティーを直感的に言うと, 例えば蓄積電流 1 mA,

ビーム断面積 1 mm^2 として, そこに 1 個のイオンが存在すれば, 単純計算でルミノシティーは約 $6 \times 10^{17}/(\text{cm}^2\text{s})$ である. 上の要求値に到達するには蓄積電流 100 mA で 2×10^7 個のイオンがトラップされていれば良いという勘定になる. これらの数字は, 今日の電子蓄積リング技術としては全く問題なく, 不安定核生成技術からしても核種によっては十分可能である.

京大化研 KSR で R&D 研究を始めるに当たり, イオントラッピング現象の知識から, 外部入射イオンがトラップされること自体には疑問を持たなかった. ただし無限の供給源のある残留ガスとは異なるので, 未知の問題はトラップイオンの量と状態の時間変動であった. 基本原理は EBIT (Electron Beam Ion Trap)¹⁰⁻¹²⁾と同じであるが電子ビームの性質は大きく異なる. エネルギーは 1000 倍以上で相対論的, 電流密度は 3 桁以上小さく, 時間的にバンチ構造である. つまり SCRIT 中ではイオンと電子との衝突の断面積と頻度は EBIT よりも圧倒的に小さく, 瞬間的な収束力が周期的に働く環境にある. 文献 1) に示したシミュレーションでは, 数百 mA の電流に対して $10^7 \sim 10^8$ 個の標的イオンが秒オーダーの寿命でトラップされると予測された. 京大化研の KSR では最大定格電流は 100 mA であるので¹³⁾, 約 10^7 個のイオンが約 100 ms の寿命でトラップされると予想して R&D 装置を持ち込んだ.

2. SCRIT-R&D 装置と実験の概要

図 1 に SCRIT-R&D 装置を概念的に示した. 文献 1) の図 9 に示した導入当初の SCRIT 装置は図 1 のように進化した. 当初装置での反省点は, モニター不足であった. 入射イオン, 電子ビーム, トラップイオン, 散乱電子などの状況把握のため, モニターを強化した仕組みに徐々に作り変えていった. 電子蓄積リング直近での計測の困難さや SCRIT の性質および散乱電子の捕え方等が次第に理解され, 2 年余の歳月を費やして装置や検出器の改良を加えて図に示す現状に至っている.

入射イオンは $^{133}\text{Cs}^{1+}$ で, 表面電離型イオン源のグリッド動作によって, $250\ \mu\text{s}$ 長パルスビームとして取り出す. 4 keV で加速された Cs イオンビームを垂直方向から打ち下ろし 90° 静電デフレクターで電子ビーム軸に沿わせる. ここですでに Cs イオンは電子ビームによって横方向捕獲され軌道に沿って SCRIT へと導かれる. 入射イオンビーム軌道の調整と確認のために, 分割電極を用いた annular 型ファラデーカップを入射軌道に 3 台 (FC1~FC3) 設置した. 90°

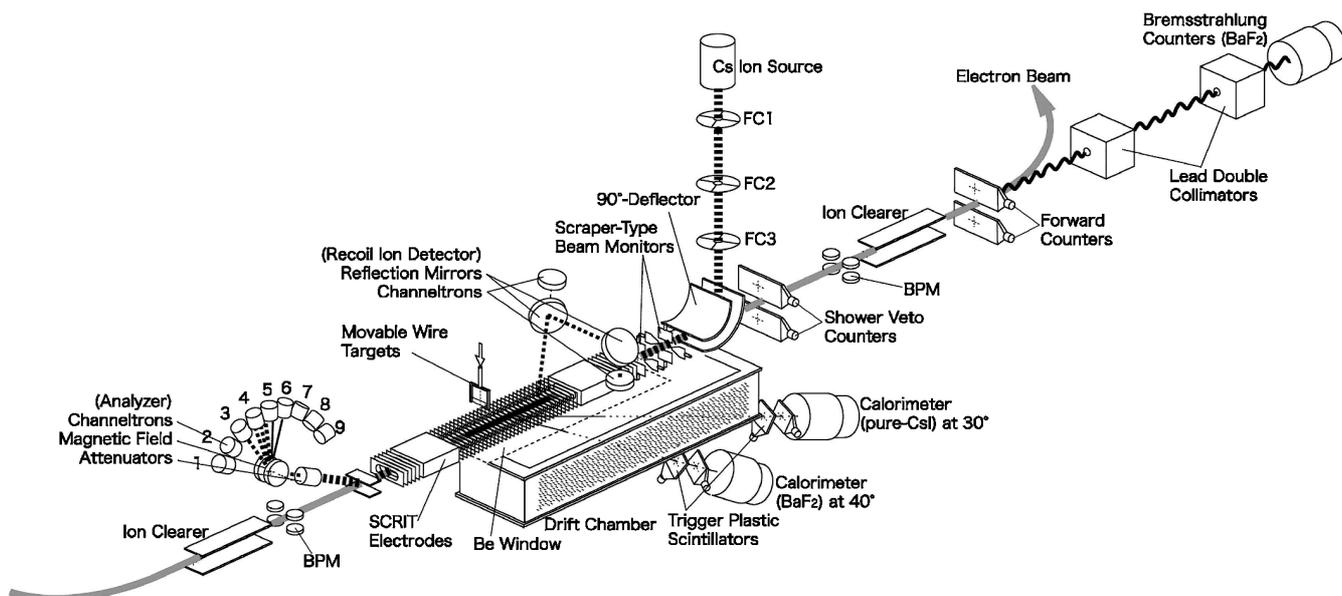


図1 SCRIT-R&D 装置

静電デフレクターから SCRIT 入り口までの間にスクレーパー型モニターを2台導入し、電子とイオン両ビーム軸を同一モニターで計測することで0.5 mm 精度の軸合わせをする。電子ビーム COD 測定のためにボタン電極型 BPM を SCRIT 装置両側に配置して、スクレーパー型モニターによる電子ビーム軸位置との相互確認、および実験ごとの COD の再現を図っている。

SCRIT は縦方向トラップポテンシャルを形成するためにターミナル電極2個と薄い電極40枚を軸方向に11 mm 間隔で並べた電極群である。中心付近のトラップ領域ではポテンシャルを4 kV 弱にして、Cs イオンの残留運動エネルギー約2 eV でトラップするように調整する。ターミナル電極によって縦方向のミラーポテンシャル壁を作り、トラップ領域約200 mm を定義する。ポテンシャル壁の速いスイッチング動作によってイオンをトラップ領域に入射し捕獲する。トラップされたイオン数を数えるために、入射と逆方向に取り出されたイオンは SCRIT ポテンシャルで再び加速されアナライザーへ入射される。

アナライザーでは磁場によってイオンの質量と価数を分離してチャンネルトロン9台(#1~#9)で計測する。磁場は、Cs¹⁺ イオンをチャンネルトロン #3 で、Cs^{2+,3+} を #4, Cs^{4+~6+} を #5 で検出するように調整している。残留ガスイオンは、CO₂⁺ が #4, CO⁺ が #5, CH₄⁺, OH⁺ 等より軽いイオンは #6 以降で検出される。大量の取り出しイオンが取り出し直後200~300 μs 内に集中してチャンネルトロンへ入射される

ので、取り出し軌道に減衰率10⁻⁴のメッシュを挿入してチャンネルトロンをパルス計数モードで働かせる。チャンネルトロンの検出効率はイオン輸送効率やチャンネルトロン感度等を含めて10⁻⁵である。

SCRIT の場合、絶対量の少ない標的核からの電子散乱という希少なイベントを効率よく測定するために散乱電子検出器には大立体角が求められる上に、標的が軸方向に長く分布せざるを得ない。その状況で必要な分解能や検出効率等を考慮して検出器システム全体を設計しなければならない。そこでドリフトチェンバーによる飛跡追跡とカロリメータによるエネルギー測定によって、弾性散乱電子を測定する手段を採用して、検出器システムの R&D を行うことにした。

散乱電子は装置下部の1 mm 厚 Be 窓を通過して大気中に出てくる。その軌跡を再構成して散乱点と散乱角を特定するドリフトチェンバーを SCRIT 直下に設置し、エネルギーを測定するカロリメータを散乱角約30° (pure-CsI シンチレータで構成) と約40° (BaF₂ シンチレータで構成) に配置した。後者40°カロリメータはごく最近導入したもので、この報告の時点では使用されていない。プラスチックシンチレータ2台をそれぞれのカロリメータ直前に備え、それらの同時計数によって散乱イベントをトリガーする。120×120 mm サイズのプラスチックシンチレータはカロリメータの有限な立体角を定義する。

散乱イベントとして認識される事象には、後に述べるように電子ビームロスに伴う低エネルギーシャワー起源の成分が多く含まれる。それらに veto を掛ける

ために SCRIT 下流のビーム軸直近等随所にシャワーカウンター(プラスチック)を設置している。シャワー起源イベントであれば他の場所でもシャワー片が同時計測できるからである。KSR の場合シャワーを発生させるビームロスの最大要因は残留ガスイオントラッピングである。対策としてはリング全体の真空度を桁で改善するのが望ましいが実際は難しいので、ビームロスとその原因の主たる発生点として周知されている垂直方向 β 関数が最大になる直線部両端部のビームダクトサイズを拡張し、そこにイオンクリアラーを増設した。

電子ビームとトラップイオンとの衝突ルミノシティーモニターの R&D のため、Forward カウンター(プラスチック)と Bremsstrahlung カウンター(BaF₂)を用意した。Forward カウンターを直線部最下流のビーム軸直近に設置し、大きな断面積が期待できる超前方弾性散乱起源の信号の検出を試みた。Bremsstrahlung カウンターは直線部の下流延長線上に鉛のダブルコリメータを伴って配置された。Bremsstrahlung- γ 線量は Z の二乗に比例するので、Cs ($Z=55$) イオントラッピングによる計数率の増加が期待された。鉛のダブルコリメータは、シャワー起源 γ 線の発生源であるチェンバー内壁を Bremsstrahlung カウンターの視界から外すためである。

トラップイオンからの弾性散乱電子に対する検出器の応答関数を理解するために、SCRIT 中心から 66 mm 上流側のトラップ領域内に挿入できるワイヤー標的を導入した¹⁴⁾。ワイヤー標的は $\phi 50 \mu\text{m}$ の W ワイヤーと $\phi 10 \mu\text{m}$ の C ワイヤーを備えている。また散乱断面積と角度分布の原子量(質量数)による差を観測することで、SCRIT 法による核電荷分布測定の可能性を確認する。

電子が約 30° 方向に散乱すれば、自由空間に漂っている Cs イオンは運動学通り約 18 keV で -75° 方向に反跳される。反跳核を散乱電子との同時計測で捕えるために反跳核検出器を設置した。これは、 90° 静電ミラーを 2 枚備えて反跳エネルギーが異なる残留ガスイオンや拡散によって漏れたイオンおよび光を分離して、反跳 Cs イオンだけをチャンネルトロンで計測する仕組みを持っている。運動学的分離と同時に飛行時間 (TOF) 測定によっても判別できる。SCRIT 法で初めて可能になる反跳核同時計測は散乱運動学を確かにするので、その手法の確立は R&D 研究のテーマの一つである。図 1 の反跳核検出器はこの原稿執筆中に導入したので実験が締め切りに間に合わず結果を報告できないのが残念である。この検出器はもう一つ、拡

散イオンを計測する役割を持っているので、イオントラッピング状態の善し悪しを判断する指標となる。

リング内の残留ガスは電子ビームでイオン化され、自然に SCRIT 中にトラップされるので、計測や入射 Cs イオントラップの邪魔になる。特に実験を継続していると、以前に入射した Cs が蒸気として多少残存してしまい、入射 Cs イオンと区別できなくなる。これらを減らすために SCRIT 電極を覆うように液体窒素冷却板を入れた。液体窒素温度では軽い残留ガス(CO₂, CO, CH₄ 等)の削減には大きな効果はないが、残存 Cs 蒸気はほぼ完全に消滅させることができる。

実験では、電子ビーム電流値を維持するために 4s 間隔でリニアックからの電子ビーム追加入射を繰り返す。入射から放射減衰が終了するまでの 2s 間は全ての計測を停止し、残りの 2s 間で測定を行う。測定の間 SCRIT はイオン入射、トラップ、取り出しのサイクルを繰り返す。Cs イオンの入射は SCRIT サイクルの 1 回おきに行い、全ての計測において Cs イオンの在不在での比較測定をする。

まずは入射した Cs イオントラッピングの時間変動と電子ビーム電流依存性を明らかにすることが必要である。良くトラップするための条件探しから始め、うまく条件を探し当てたところで、50~80 mA の各電流値においてトラップ時間を 0.25~100 ms の範囲で変化させて系統的な測定を行った。トラップが確認されると、次に電子散乱事象の測定に入る。散乱電子測定時の実験条件は電子ビーム電流 75 mA、トラップ時間 20 ms、SCRIT 動作サイクル 33 Hz であった。今回の測定は 3.6 時間かけて行われたが、上記測定サイクルのために Cs イオンが SCRIT 中にトラップされている正味時間は 1.2 時間であった。

3. Cs イオン蓄積と弾性散乱

3.1 膨大なノイズと検出感度

トラップイオンを検出する上でも散乱電子や反跳核イオンを検出する上でも、各検出器は膨大なノイズに見舞われるという蓄積電子ビーム直近での計測の難しさがある。ノイズの種類は大きく分けて 2 種類ある。それらは、(1)ビームダクト内の光、高周波、二次電子、イオンおよび壁電流等、電子ビームが蓄積されているだけで原理的に発生してしまう成分、そして、(2)電子ビームロスに伴う電磁シャワーである。

(1)の影響は真空内に設置したイオン検出器系に特に深刻であった。真空チェンバー内では放射光、二次電子、イオンなどの有象無象とウェイク電場が凄まじく、イオン用の自身で増幅能力を持たない検出器は電

子ビーム入射と同時に即死状態, チャンネルトロン等も簡単に目つぶしされてしまう. そのため検出器類の電磁シールドと計測選択性の強化および検出器の物陰への退避策を講じた. SCRIT ポテンシャルを与える高電圧のスイッチ回路も FET や抵抗が壊れるなどのダメージを受け何度も回路を改良した. ただウェイクによるトラップポテンシャルの歪みが懸念されたが, イオンの運動より十分速い GHz 帯変調であることで大きな影響を受けなかったことは幸いであった.

(2)の電磁シャワーは特に散乱電子計測系に深刻な影響を与えた. 電子ビーム入射時の瞬間的で莫大なロスにはドリフトチェンバーの放電を誘発するので, 入射周期に同期した高電圧制御システムを製作した. 放射減衰後でも毎秒 10^8 個以上のビームが主として直線部両端で討ち死にする. その際発生する電磁シャワーに襲われカウンタによっては数 MHz の高レートとなる. 先ずシングルレートを減らすために, 直線部両端部のビームダクト拡張とクリアラーの増設, そして SCRIT チェンバーとドリフトチェンバー上流側の鉛シールドを強化した. もっとも厄介なシャワーはビームダクト内を伝搬し SCRIT 電極に衝突して各検出器を鳴らす成分で, 幾何学的に真のイベントと区別できない. これらに対して SCRIT 直上流の真空ダクト内にステンレスブロックを挿入してアパーチャーを制限した. その他数々のシールドを施した結果, 計数可能量にはなったものの, 依然として真のイベントレートより何桁も多い. ここから先は veto カウンター, 電子の軌跡パターンや vertex, エネルギー, タイミングゲート等, 情報を総合して真のイベントを掘り出す作業を行った.

ノイズの海の中で落としたコンタクトレンズを探すのがごとの計測が強いられたが, ノイズの素性を調査し対策を繰り返す中で計測のノウハウが蓄積できたことがかえって有意義であった. 全て書ききれないが多くのノイズ対策の結果, トラップイオンの計数感度は 10^4 個, 弾性散乱イベントのルミノシティ感度は $10^{25}/(\text{cm}^2\text{s})$ (30° 散乱角でイベントレート 0.01 Hz) まで向上した.

3.2 SCRIT 中の Cs イオントラップ

図 2 にアナライザーで測定した典型的な取り出しイオンの分解スペクトルを示す. (a) は Cs イオンを入射した場合のスペクトルで, (b) は入射しない場合すなわち残留ガスイオンのみのスペクトル, そして (c) がその差である. トラップ時間 0.25, 10, 50, 100 ms に対して示した. SCRIT 中のトラップイオンの様子が刻々と変化することが良くわかる. イオン入射直後

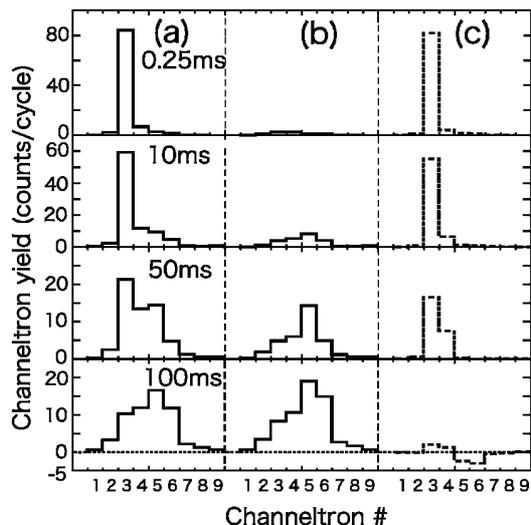


図 2 アナライザーで測定したトラップイオンのスペクトル. (a), (b), (c) はそれぞれ Cs イオンを入射した場合, しない場合, そしてそれらの差である.

では, Cs^{1+} イオンが主たる成分であるが, 時間の経過とともに Cs イオン数は減少し, 残留ガスイオン数が増加する. (c) で見て分かるように, Cs イオンは絶対数は減少するが, #4 の計数率すなわち $\text{Cs}^{2+,3+}$ イオンの存在比が増加する. つまり, トラップ中に電子ビーム衝突によって多価イオン化されているということを意味する. この現象によって我々は電子ビームとトラップイオンとが実際に衝突していることを確信した.

この図を見るといくつか面白いことに気が付く. 大量にあると予想された H^+ イオンは #8 と #9 に分布するはずであるが殆ど観測されていない. つまり, KSR の場合 H^+ は軽すぎてトラップに留まっていられないと推定される. その他の残留ガスイオンの時間的な動きも興味ある振る舞いをする. トラップ時間が数十 ms 以下では Cs の有る無しに関わらず残留ガスイオンの数と分布は全く変わらない. しかし, それ以後は #5 と #6 に顕著であるが差し引きした (c) では負になっている. 原因は, EBIT で良く知られている蒸発冷却 (evaporative cooling) 現象^{15,16} と考えられる. 時間が経ってイオン密度が上昇するとイオン同士のクーロン衝突が頻繁になる. このとき軽い残留ガスイオンとそれよりずっと大きな運動エネルギーを持っている重い Cs イオンとのエネルギー交換衝突で重いイオンが冷え, 軽いイオンは熱せられトラップから抜け落ちてしまう. 結果として, Cs イオンの存在によって残留ガスイオンの成長率が抑えられてしまう.

全ての価数を合計した Cs イオン数をトラップ時間の関数として図 3 に示す. 電子ビーム電流 60, 70, 80 mA に対してプロットしている. 比較のために残留運動エネルギー (E_k) が 250 eV の場合についてもプロットした. この場合は, 寿命が 1 ms 足らずで急速に飛散して行くのに対して, 残留運動エネルギー 2 eV の場合はトラップ寿命が格段に長くなり, 残留運動エネルギー調整の重要性が良くわかる. これくらいの電流値ではビームサイズの範囲内での横方向トラップポテンシャルの深さは時間平均で約 2 V である. このことが圧倒的な寿命の差を与えている.

図 3 には実験データに最適化した減衰曲線 $N(t_{trap}) = N_i \exp(-t_{trap}/\tau_{life})$ も示している. 最適化パラメータとして初期トラップイオン数 N_i とトラップ寿命

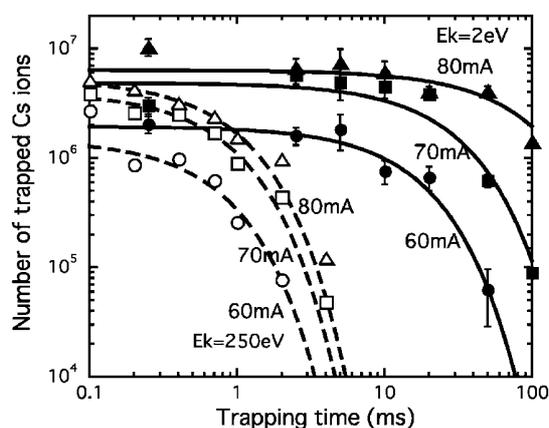


図 3 トラップ Cs イオン数の時間変化と最適化した減衰曲線. 黒点と実線は残留運動エネルギー (E_k) 2 eV の場合, 白点と破線は 250 eV の場合. 電子ビーム電流 60, 70, 80 mA の場合について示した.

τ_{life} が得られた. これらのパラメータを電子ビーム電流の関数として図 4 に示す. 初期トラップイオン数 N_i は (図 4(a)) 残留運動エネルギーに大きく左右されることなく電流に対して線形に単調増加する. これは電子ビームによって与えられる横方向のアクセプタンス位相体積が電流に比例することから理解できる. 測定では 75–80 mA でトラップイオン数の最大値は約 7×10^6 個である. 一方, 寿命は (図 4(b)) 残留運動エネルギーが 250 eV の場合は電流に比例して増加するに過ぎないが, 2 eV では指数関数的に増加する. トラップポテンシャルをより深く感じる Cs イオンの多価化と蒸発冷却の効果はトラップ寿命を延ばす. 寿命が延びるとさらにこの効果が進行してさらにまた寿命が延びる, という相乗効果が期待できる. 図 4(b) ではその片鱗が観測されていると思われる. 結果として今回の測定では 80 mA で約 85 ms の寿命が得られている. 計算では残留運動エネルギーを eV 以下に調整することで寿命はさらに桁で延びると予想されるので以後の実験で試みる.

図 5(a) にトラップ Cs イオンの時間的変動を価数別にプロットしている. Cs^{1+} の減衰と同時に $Cs^{2+,3+}$ が増大してゆく. これらの変化は計算で再現することができる. 計算には, Penetrante 等¹⁷⁾ が EBIT のために提案したレート方程式を, 低エネルギー DC 電子ビーム用から相対論的電子ビーム用に若干改良して用いた. 計算は今回のトラップ時間の範囲では実験値を良く再現できることがわかる. これは, 電子蓄積リング中でのイオントラッピング現象は基本的に EBIT と同様の取り扱いで理解できるということを示している. したがって, このレート方程式は SCRIT 中のイオンの状態変化を今後予測する上である程度信頼性

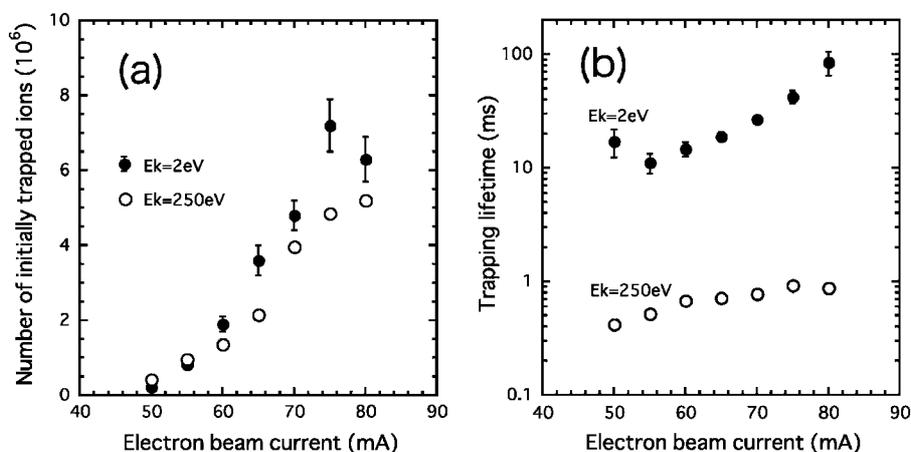


図 4 初期トラップイオン数 N_i (a) とトラップ寿命 τ_{life} (b) の電子ビーム電流依存性. 黒点は残留運動エネルギー 2 eV の場合, 白点は 250 eV の場合.

を持つということが分かった。

図5(b)に、再現計算によって得られた電子ビームとトラップCsイオンとの衝突ルミノシティーを示している。計算の中で用いた120 MeV電子ビーム衝突によるイオン化断面積を信用すると、価数の異なるCsイオンの比 $(Cs^{2+} + Cs^{3+})/Cs^{1+}$ を再現することでルミノシティーは必然的に決まる。図では、トラップ時間50 ms以下であれば、ルミノシティーは $10^{25}/(cm^2s)$ を超えていることが示されている。先にも述べたように、ルミノシティーが $10^{25}/(cm^2s)$ を超えると我々の散乱電子計測系でトラップCsイオンからの

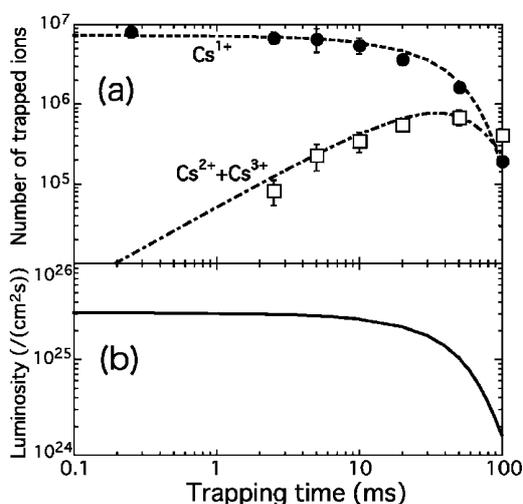


図5 レート方程式による価数別トラップイオン数の時間変化(a)の再現計算。電子ビーム電流は75 mA, 残留運動エネルギー2 eVの場合について示した。(b)は再現計算によって得られたルミノシティーの時間変化。

弾性散乱を測定できる領域に入ったことになる。

KSRでは電子蓄積電流は100 mAの制限があり、機能的にもこれを超えるのは難しいので、より高電流での測定はできない。そこで上記再現計算によって初期トラップイオン数 N_i とトラップ寿命 τ_{life} を電流値に対して外挿したのが図6である。図中のデータ点は図4に示した残留運動エネルギー2 eVの場合の実験値であり、計算は全電流域で良く再現する。この外挿によると、例えば500 mA電子ビーム電流では、約 10^8 個のイオンをほぼ無限大とって良い寿命でトラップすることが可能になり、到達ルミノシティーは約 $3 \times 10^{27}/(cm^2s)$ と予想される。これは、不安定核の電子散乱からその核電荷分布測定のために我々が目指したルミノシティーを十分満足するものであり、文献1)での我々の予測とも一致する。

3.3 弾性散乱電子測定とルミノシティー

ルミノシティーが $10^{25}/(cm^2s)$ を超えたことで、弾性散乱電子の計測に期待が持てるようになった。基本的にはドリフトチェンバーと 30° 散乱角に設置したカロリメータでSCRITトラップ領域から散乱される120 MeV電子を計測するのであるが、データの信頼性を確保するために、先ずやっておくことがある。ここでは、タングステンワイヤー標的を用いたドリフトチェンバーとカロリメータの応答関数について述べる。

ワイヤーを挿入したときの散乱イベントの中で80 MeV以上のエネルギーを持つ散乱電子の発生点(vertex)分布を図7(a)に示す。中心付近の鋭いピークはワイヤーからの散乱である。ワイヤーの下流側の山は、一旦ワイヤーで散乱された電子が直後の下流側

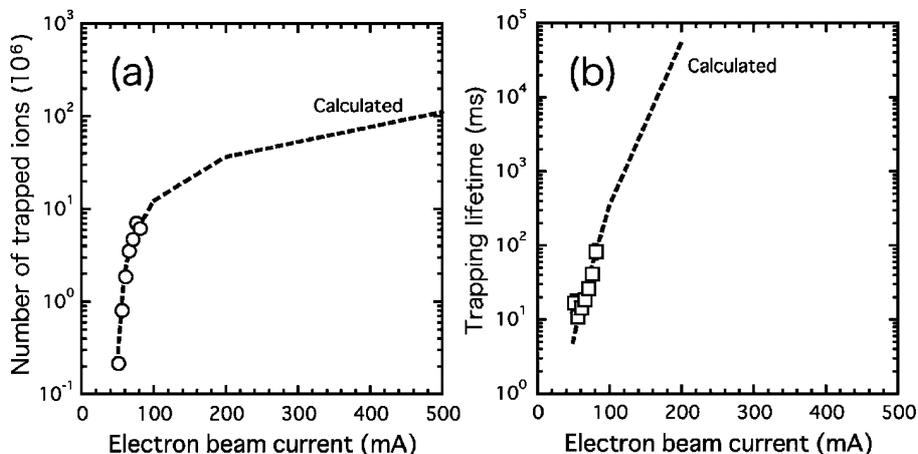


図6 レート方程式による再現計算によるトラップイオン数(a)と寿命(b)の電子ビーム電流に対する外挿。図中の点は残留運動エネルギー2 eVの場合の実験データ。

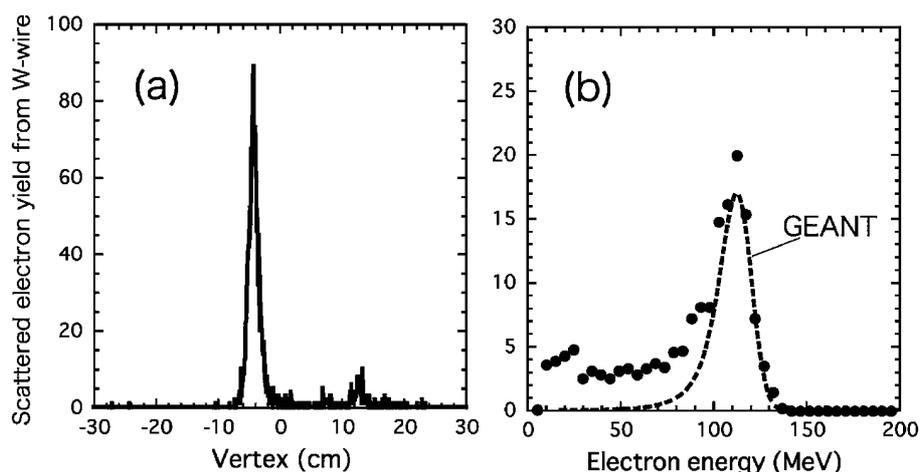


図7 タングステンワイヤー標的を用いて測定したドリフトチェンバーによる vertex 分布(a)とカロリメータ (30° pure-CsI)の応答関数(b). (b)には GEANT シミュレーション計算の結果もプロットしている.

ターミナル電極で再び散乱された成分である. このデータから vertex 分解能は 1σ で 8.4 mm である. ドリフトチェンバー自身の分解能は 0.17 mm であるので, 分布の大半は, 1 mm 厚の Be 窓や 190 mm の空気層での多重散乱による広がりとして理解できる. したがって, 今回の実験条件では散乱電子の発生点は約 1 cm ばやけて見えることがわかった.

ワイヤーから散乱する電子は, 30° 散乱角では運動量移行が約 60 MeV/c であるので断面積から全て弾性散乱によるものであり, エネルギーは 120 MeV と考えて良い. このことからカロリメータの 120 MeV 電子に対する応答関数を測定することができた. 図 7(b) にワイヤーからの散乱電子のエネルギースペクトルを示す. スペクトルは約 110 MeV にピークを持ち FWHM で 30 MeV の広がりを持っている. このエネルギー減衰は SCRIT からカロリメータまでの物質中でのエネルギーロスが主原因であり, 幅はカロリメータ自身の分解能とロスの分布に起因している. 図には SCRIT 中心から発射した 120 MeV 電子を用いて全ての物質を考慮した GEANT シミュレーションの結果を同時にプロットしている. 両者は良く一致していることが分かる.

検出器の性質を理解した上でトラップした Cs イオンからの弾性散乱を測定する. 図 8(a) は得られたエネルギースペクトルである. ドリフトチェンバーのデータから SCRIT トラッピング領域を起源とするイベントだけを集めた. 実線は Cs イオンがトラップされている場合で, 破線が Cs イオン不在の場合である. 低エネルギー領域では両者の分布は完全に一致しているが, 80 MeV 以上の領域で系統的な差異が見ら

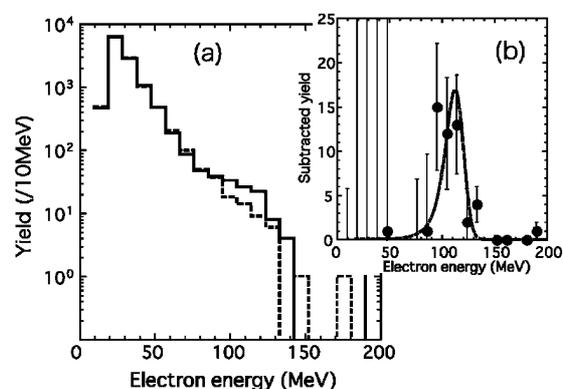


図8 SCRIT トラップ領域からの散乱電子エネルギースペクトル. (a)の実線は Cs イオンがトラップされている場合, 破線は Cs イオン不在の場合. (b)の黒点は差し引きしたスペクトル. 一点鎖線は図 7(b)で示したカロリメータの応答関数.

れる. 両者の差を取ったスペクトル (図 8(b)) を見るとはっきりする. 図 7(b) に示したカロリメータの応答関数を比較のために再びプロットしているが, ピーク位置と幅は応答関数に良く一致している.

低エネルギー成分は 3.1 節で述べた, 毎秒 10^8 個オーダーの電子ビームロスが作り出すシャワー起源の成分でシールドや veto で落としきれないものがこれだけ残っている. 上流で作られた低エネルギー電子 (または陽電子) が SCRIT のトラップ領域にある SCRIT 電極に衝突してカロリメータに入射したものである. 両エネルギー分布の一致は Cs イオンの存在で影響を受けない電子ビーム蓄積寿命に依存するので正当な結果である. この分布もまた GEANT シミュレーションで再現することができている.

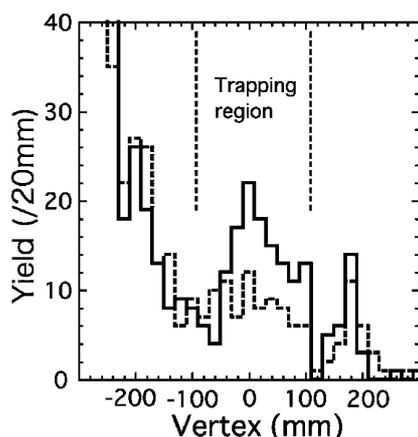


図9 80 MeV以上のエネルギーを持つ散乱電子のvertex分布. 実線はCsイオンがトラップされている場合, 点線はCsイオン不在の場合. 横軸原点はSCRIT中心に取っており, トラップ領域は-100 mm ~ +100 mm.

ドリフトチェンバーで測定したvertex分布を図9に示す. ただし図7(b)のエネルギー応答関数に従って80 MeV以上のイベントだけを集めた. 横軸の原点はSCRIT中心に取っている. トラップ領域の両側にSCRIT電極からの散乱成分である大きな分布が見られ, Csイオンの存在で差異はない. しかし, トラップ領域だけは系統的な差が明確で, Csイオンの存在に依る増大が観測されている.

エネルギースペクトルとVertex分布の差は, 明らかにCsイオンによる散乱成分であり, しかも散乱角 30° では運動量移行が小さく非弾性散乱断面積は十分小さいので全て弾性散乱イベントであると結論することができる. 正味の弾性散乱イベント数は47(15)イベントであった. この値から衝突ルミノシティーを導出するために必要な ^{133}Cs の弾性散乱断面積は実験データがないので, 歪曲波計算コードDREPHA¹⁸⁾を用いて計算した. この計算の中で用いる核の電荷分布には, ^{133}Cs の電荷分布パラメータが知られていないので, 隣核(Sb)のパラメータ¹⁹⁾の外挿値を用いた. この推定が断面積に及ぼす誤差は精々5%と見積もっている. 断面積の計算では輻射補正を考慮しなければならない. 特にSchwinger補正は120 MeVの 30° 散乱では約8%になると計算された. さらに標的イオンの軸方向分布とカロリメータの有限な立体角による効果を考慮してルミノシティーは $2.4(8) \times 10^{25} / (\text{cm}^2\text{s})$ と決定された. これは3.2節の図5(b)に示したトラップCsイオンの計測から全く独立に決めたルミノシティーと完全に一致する.

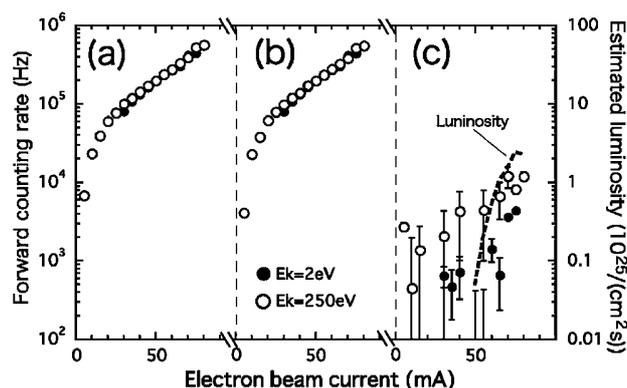


図10 Forwardカウンターのトラップ時間中のシングル計数率の電流依存性. 黒点は残留運動エネルギー2 eVの場合, 白点は250 eVの場合. (a)はCsイオンを入射した場合, (b)入射しない場合, (c)はそれらの差. (c)には計算されたルミノシティーを破線でプロットしている.

3.4 ルミノシティーモニター

実験を遂行するに当たって, トラップイオン計測や散乱電子測定とは別にSCRIT周辺状況を逐次監視するために独立に動作するモニターは非常に重要である. ここでは導入している監視モニターの中から, 将来断面積を測定するのに検出器デザインに依っては欠かせなくなるルミノシティーモニターについて触れておく.

2節で述べた通りルミノシティーモニター試験用にForwardカウンターとBremsstrahlungカウンターが用意されている. このうち, 実験では超前方散乱事象を測定するためのForwardカウンターは明確にトラップCsイオンに反応した. 図10はトラップ時間中のForwardカウンターの計数率の電流依存性である. (a)はCsイオンをトラップした場合で, (b)は残留ガスのみ, そして(c)はそれらの差である. 比較のためにトラップCsイオン数の測定から得られたルミノシティーを(c)に重ねてプロットした. シングルで約500 kHzの計数率の殆どは上で述べたビームロスによるシャワー起源の信号であるが, 差(c)の計数率は, 統計誤差の小さい50 mA以上の領域を見ると, ルミノシティー曲線と同様の傾きで変化している. これらは, Csイオンの存在によって散乱された電子のロスを起源とする成分で, その量は80 mAで約10 kHzに達する. 同様の変化がBremsstrahlungカウンターの計数率にも見られたが, S/N比が悪く今回の実験では議論できるほどの明瞭さではなかった.

ForwardカウンターのCsイオンによる増大は必ずしも超前方散乱だけを見ているのではなく, リングア

クセプタンスから逸脱する散乱を受けた電子のロスを起源とする信号を見ているというのが正しい理解である。その意味からこれがすぐにルミノシティーモニターたり得ない。未知の弾性散乱断面積の測定に際してルミノシティーモニターは原子核のサイズに鈍感な相互作用の利用が望ましい。その意味では *Bremstrahlung* カウンターでトラップイオン起源の制動輻射を計測するのが最適であるが S/N 比をさらに3桁向上させる必要がある。Forward カウンターによって真に超前方散乱成分のみ計測するか、トラップイオンからの特性 X 線を計測するという可能性もある。どういふ方法を取るにしても電子ビームロスに比例するバックグラウンド低減のため十分長い電子蓄積寿命を実現することが重要である。

4. R&D 実験の成果

SCRIT-R&D 研究の第一義的な目的は、SCRIT の原理実証であった。上に示したデータでその目的は完全に達せられたと言って良い。では実際的に標的として機能するかと言う問いに対しては、実験データに基づいた予測によって十分機能し得ると答えられる。すなわち数百 mA の電流を蓄積できるリング中であれば目標のルミノシティーを達成できるはずである。これを否定する材料は今の所全くない。

R&D 研究で重要なことは、SCRIT が実際に使えるようになった場合には不安定核の電子散乱実験を実現するために、リング構造、SCRIT 装置、検出器システム等を如何に構築すべきかを学ぶことにある。この点についていくつか明らかになったことや、検討課題として残ったことを簡単にまとめておく。SCRIT を用いた電子散乱装置全体は大きく分けて (1)電子蓄積リング (入射器も含む)、(2)SCRIT 装置本体、(3)イオン源 (RI 製造装置を含む)、(4)検出器 (散乱電子、反跳核、各種モニター) の4つのシステムの結合である。

(1) 電子蓄積リングにおいては、300 MeV-500 mA が基本的なスペックである。SCRIT 実験にとって、蓄積寿命が数時間以上であること、COD モニターを充実させること、蓄積時にも超高真空状態を維持できイオントラッピングを極力抑えるよう排気設備と十分なクリアラーおよび放射光ダンパーを整えること、ビームロス点を SCRIT が見ない位置に集中させる工夫をする等が重要な条件である。ラティスとリング構造に関する条件は、SCRIT 用直線部長を検出器のアクセスを妨げず必要最小限とすること以外は大電流を長時間蓄積することを念頭に置いた設計を要する。

(2) SCRIT 本体の構造は R&D 機のような多電極

構造ではなく両側のポテンシャル壁用とトラップ領域用の3極構造で良く、対称的で十分大きなアパーチャーを持ち中心軸付近のポテンシャル面の歪みを極力小さくするのが良い。電極は高透過率ワイヤーストラップ構造とする。SCRIT 電極の直上下流に精密にアライメントした BPM とスクレーパー型モニターを一体型として製作し、全体を可動とすることで、COD のずれに対応できる仕組が必要である。さんざん悩まされた残留ガスの問題から、SCRIT 電極とその周囲は液体 He 温度近傍まで冷却でき残留ガスの吸着体とするのが望ましい。蒸発冷却のための希ガス導入器が必要である。取り出しイオン分解測定も必須であるが、高分解能化するべきである。SCRIT ポテンシャルを与える電圧は 0.1 V 以下の制御性能が必要で3電極への電圧供給は独立電源とする。

(3) SCRIT への入射のためのイオン源は今回の R&D 研究の範囲外であるが、今後十分な検討を要する難題がある。第一の課題は、 $\phi 1$ mm の電子ビームサイズ内に如何に効率よく入射するかである。現状の R&D ではトラップ効率 0.2~0.3% である。その内訳は電子ビーム軸までの輸送効率が約 10%、さらに電子ビームによる捕獲率が 3% 以下である。トラップ効率を向上させるためには極小エミッタンスのパルスビームの生成が必要である。第二の課題はイオン源からの不安定核の引き出し効率である。オンライン実験ではイオン源中に時間とともに蓄積される不安定核を SCRIT 入射サイクルに合わせてパルスビームとして一気に吐き出す仕組みが必要である。生成率と寿命に限りがあるので入射法そのものの再検討も要する。イオン源問題はそれ自体 R&D 研究が必要な事項と考えている。

(4) 検出器とモニター系では KSR の蓄積寿命が短かったおかげで、電子ビームの直近での測定の困難さを克服するために右往左往したことで多くの収穫があった一方で多くの問題も残された。今回採用したドリフトチェンバー、トリガープラスチック、カロリメータの組み合わせに依るテレスコープ計測システムは弾性散乱事象の測定に成功した。しかし散乱電子軌跡再構成の3次元化、エネルギー情報のイベントトリガーとしての利用、およびバックグラウンドのさらなる低減等の改善をすべきである。テレスコープ計測法は容易な大立体角化のおかげで広い散乱角域での同時計測が可能なので各散乱角での相対計数量が正しく評価でき、あえてルミノシティーモニターを用いずとも断面積の角度分布を決定できるという利点がある。ただしこのシステムは高分解能化が困難なので、非弾

性散乱の寄与が無視できない領域での測定には不向きである。その場合にはやはり高分解能磁気分析型検出器を用いて弾性非弾性比を測定して非弾性散乱の寄与を見積もる必要がある。SCRIT を標的として用いる実験での検出器システムおよびルミノシティーモニターのデザイン作業には今少しの検討作業と R&D 研究を要する。

5. ま と め

今現在までの R&D 研究では KSR の 120 MeV-80 mA 電子ビームで約 7×10^6 個の Cs イオンを 85 ms の寿命でトラップすることができた。このときの衝突ルミノシティーはトラップ Cs イオンからの弾性散乱電子測定によって $2.4(8) \times 10^{25}/(\text{cm}^2\text{s})$ と決定された。実験データは電子ビーム電流が数百 mA になれば我々が要求するルミノシティー $10^{27}/(\text{cm}^2\text{s})$ を実現できることを示した。これによって SCRIT の原理と標的としての実現可能性が実証された。2004 年 1 月に最初の R&D 機を KSR に導入して以来じゃじゃ馬を乗りこなし能力を発揮させるまでに 3 年半の歳月を費やした。今後不安定核のための実機のデザイン作業を開始するが、ここで得られたデータとノウハウが極めて重要な役割を担う。

参考文献

- 1) 若杉昌徳 等, 日本加速器学会誌 2 巻 3 号 337 (2005).
- 2) M. Wakasugi et al., submitted to Phys. Rev. Lett.
- 3) R. Hofstadter, Rev. Mod. Phys., **28**, 214 (1956).
- 4) I. Tanihata et al., Phys. Rev. Lett. **55**, 2676 (1985).
- 5) Y. Yano, Nucl. Instrum. Methods, **B261**, 1009 (2007).
- 6) T. Katayama et al., Nucl. Phys., **A626**, 545c (1997).
- 7) M. Wakasugi, T. Suda and Y. Yano, Nucl. Instrum. Methods, **A532**, 216 (2004).
- 8) H. Geissel et al., Nucl. Instrum. Methods, **B204**, 71 (2003).
- 9) T. Suda and M. Wakasugi, Prog. Part. Nucl. Phys., **55**, 417 (2005).
- 10) E. D. Donets, IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-23**, 897 (1976).
- 11) J. Arianer and C. Goldstein, IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-23**, 979 (1976).
- 12) B. M. Penetrante et al., Phys. Rev., **A43**, 4861 (1991).
- 13) A. Noda et al., Proceedings of 5th Int. Conf. of European Particle Accelerator, p. 451, Balcelona 1996.
- 14) 古川幸弘, 修士論文, 東北大学 (2007).
- 15) M. B. Schneider et al., AIP Conference Proceedings **188**, 158 (1989).
- 16) B. M. Penetrante et al., Phys. Rev. **A43**, 4873 (1991).
- 17) B. M. Penetrante et al., Phys. Rev. **A43**, 4861 (1991).
- 18) DREPHA, Phase shift code for the calculation of elastic scattering, B. Dreher and J. Friedrich, private communication.
- 19) H. de Vries, W. W. de Jagaer and C. de Vries, At. Data Nucl. Data Tables **36**, 495 (1987).